

LP 48 – PHÉNOMÈNES DE RÉSONANCE DANS DIFFÉRENTS DOMAINES DE LA PHYSIQUE

11 avril 2018

Léa LACHAUD & Quentin MARSAL

Les cercles de plomb se dissolvaient dans l'air
VIRGINIA WOOLF, *Mrs Dalloway*

Niveau : L2

Commentaires du jury

2015 : Présenter l'exemple célèbre du pont de Tacoma n'est pas pertinent, sauf s'il s'agit d'effectuer une critique d'une interprétation erronée très répandue.

2010 : L'analyse du seul circuit RLC est très insuffisante pour cette leçon. Le phénomène de résonance ne se limite pas aux oscillateurs à un degré de liberté.

2008, 2007 : Le jury regrette que les cavités résonnantes soient rarement présentées.

2006 : L'aspect énergétique de la résonance est ignoré la plupart du temps. Trop souvent, la notion même de résonance n'est liée qu'à l'existence d'un maximum d'amplitude. Les applications dans le domaine microscopique sont rarement abordées.

2003 : Le candidat doit prendre soin de dégager les propriétés communes aux différents exemples présentés. Quel lien y a-t-il entre le circuit RLC et la résonance du sodium ?

Bibliographie

✦ *Cap prépas, MPSI-PCSI-PTSI, Renvoizé*

→ Un court chapitre sur la résonance du RLC, voir aussi celui de PC pour la corde de Melde.

✦ *BUP 794, DGLR*

→ Sur l'effet LARSEN

✦ *Milieux diélectriques, Garing*

→ Pour la troisième partie

✦ *Mécanique Quantique, Dalibard, Basdevant*

→ Pas utilisé ici mais si vous voulez parlez de LASER/MASER niveau L3, c'est bien fait.

Prérequis

- Oscillateur harmonique
- Équation des cordes vibrantes
- Équations de MAXWELL

Expériences

- ☞ Masse-ressort(-eau)
- ☞ RLC série
- ☞ Corde de Melde
- ☞ Résonance optique du sodium

Table des matières

1	Résonances d'un oscillateur harmonique	2
1.1	Condition de résonance	2
1.2	Acuité de la résonance	3
1.3	Amplitude de la résonance	4
2	Cas des cavités	4
2.1	Exemple de la corde de MELDE	4
2.2	Effet LARSEN	5
2.3	Application aux oscillateurs	5
3	Résonance dans le domaine microscopique	6
3.1	Absorption de lumière par une vapeur métallique	6
3.2	Applications	7

Introduction

Cette leçon s'intéresse aux phénomènes de résonance, phénomènes qui apparaissent sur une grande diversité de systèmes, dont l'un des plus simples est l'oscillateur mécanique composé d'une masse suspendue à un ressort que l'on tient par la main.



Résonance d'un OH mécanique :

En agitant la main doucement, on voit que la masse suit le mouvement de la main. En revanche, en « hautes fréquences » ($\sim 2 - 3 \text{ Hz}$) la masse reste immobile. Dans les deux cas, l'amplitude du mouvement reste limitée. Au contraire quand on agite la main à une pulsation particulière, dite de résonance, l'amplitude des oscillations diverge malgré le mouvement quasi insensible de la main.

On peut éventuellement montrer que si la masse est plongée dans une éprouvette remplie d'eau, il faut un mouvement beaucoup plus important de la main pour constater la résonance.

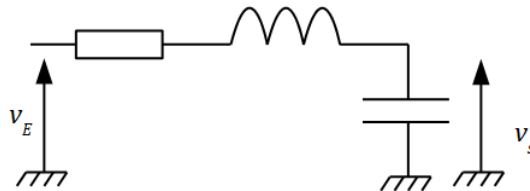
Définition :

Lorsqu'un système est soumis à une excitation sinusoïdale, il peut exister des fréquences pour lesquelles la réponse est d'amplitude particulièrement importante. C'est le phénomène de **résonance**. Ces fréquences sont alors appelées **fréquences de résonance**.¹

On va ici s'attacher à mettre en évidence les caractéristiques transversales des phénomènes de résonance, dans une grande diversité de systèmes physiques.

1 Résonances d'un oscillateur harmonique

Comme on l'a dit, le plus simple des systèmes pouvant présenter une résonance est l'oscillateur harmonique. Pour des raisons essentiellement pratiques, on va étudier sa version électrique : le circuit RLC série.



1.1 Condition de résonance

On étudie dans un premier temps la résonance en tension du circuit RLC. On mesure donc la tension aux bornes du condensateur. Ceci est l'analogue électrique de la résonance en élongation du système masse-ressort amorti. Les équations régissant chacun des deux systèmes sont en effet :

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = E_0 \cos(\omega t) \quad (1)$$

et

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha \frac{dx}{dt} + kx = kx_0 \cos(\omega t) \quad (2)$$

La fonction de transfert du filtre ainsi constitué est donc

$$H_C(x) = \frac{1}{1 - x^2 + j \frac{x}{Q}} \quad (3)$$

avec

$$x = \frac{\omega}{\omega_0} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4)$$

1. Le jury a tiqué sur le fait que la définition ne mentionne pas explicitement l'ordre du système. En effet, il n'y a pas de résonance sur les systèmes d'ordre 1. Elle est extraite de RENVOIZÉ. Voir les commentaires pour le résumé des réactions du Jury.

La résonance est caractérisée par un maximum d'amplitude de la réponse u_c de l'oscillateur. Or, à entrée constante celui-ci est atteint lorsque le module de la fonction de transfert est maximal soit lorsque :

$$x \left(4 - 4x^2 + \frac{2}{Q^2} \right) \quad (5)$$

On observe donc un phénomène de résonance sur la tension aux bornes du condensateur à condition que :

$$Q > \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (6)$$

et pour une pulsation de résonance : $x_C = \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}$

Résonance en tension d'un filtre RLC

On monte un filtre RLC série sur la paillasse. Typiquement $L = 0.5 \text{ H}$, $C = 10 \text{ nF}$ et $200 \Omega < R < 10 \text{ k}\Omega$ conviennent. De mémoire la valeur limite de R pour qu'il y ait résonance est de l'ordre de $2 - 3 \text{ k}\Omega$. Pour visualiser rapidement et correctement l'existence ou non d'une résonance, il faut régler le GBF pour faire un balayage ^a en fréquence et utiliser la sortie « sync » du GBF pour le déclenchement de l'oscillo ^b.

a. « Il est inadmissible qu'un agrégatif de physique ne sache pas faire une wobulation avec un GBF »

b. « Il est inadmissible qu'un agrégatif de physique ne pense pas à utiliser le trig externe de l'oscillo »

La conclusion de cette étude est que pour un système donné, il n'y a pas forcément de résonances, et que celles-ci sont favorisées dans les systèmes à faible amortissement. Par ailleurs, lorsqu'une résonance est possible, elle apparaît lorsque l'excitateur est accordé à une fréquence caractéristique du système résonant. On peut reprendre l'image d'un enfant sur une balançoire poussé par un ami : si l'ami est mal placé et pousse l'enfant avant que la balançoire soit arrivée en bout de course, il va exercer un travail résistant, et ça ne sera pas très drôle. Si en revanche, il attend le bon moment pour pousser, son travail sera systématiquement moteur, ce qui va permettre l'accumulation d'énergie au sein du système {enfant-balançoire} conduisant à une résonance de celui-ci.

1.2 Acuité de la résonance

La résonance étudiée précédemment est définie par l'existence d'un maximum, mais on montre expérimentalement qu'il existe toute une plage de fréquences pour lesquelles l'amplitude de la sortie est importante. On peut caractériser la largeur de la résonance par la bande-passante.

La bande-passante est la largeur de la plage de fréquences pour laquelle l'énergie associée à l'oscillation est supérieure à la moitié de l'énergie associée à l'oscillation de la résonance. En termes d'amplitude, les bornes ω_+ et ω_- de la bande-passante sont définies par :

$$A(\omega_+) = A(\omega_-) = \frac{A(\omega_r)}{\sqrt{2}} \quad (7)$$

Pour illustrer la notion de bande-passante, on étudie la résonance en intensité du filtre RLC. C'est l'analogie électrique de la vitesse de la masse de l'oscillateur mécanique.

Résonance en intensité du RLC

Même manip que précédemment sauf qu'on relève la tension aux bornes de la résistance. On la visualise de la même manière. Il y a juste une subtilité qui est que quand on change la valeur de la résistance pour modifier le facteur de qualité, on modifie également l'amplitude du signal mesuré. On a donc intérêt à mettre plutôt deux résistances en série : une plus petite que l'autre, fixe, aux bornes desquelles on fait la mesure, et une dominante, variable, ce qui permet de modifier Q .

La fonction de transfert devient ici :

$$H_R(x) = \frac{j \frac{x}{Q}}{1 - x^2 + j \frac{x}{Q}} \quad (8)$$

On reconnaît ici la fonction de transfert d'un filtre passe-bande d'ordre deux. Vu la forme de la fonction de transfert, se poser la question d'une condition de résonance n'est pas pertinent : on a toujours un maximum d'amplitude pour $x_R = 1$. La pulsation de résonance en intensité est donc toujours différente de la pulsation de résonance en tension et indépendante du facteur de qualité. En revanche la question de la bande-passante est cruciale puisque c'est ce qui va

déterminer l'intérêt du filtre. En reprenant la définition introduite plus haut, et avec un peu de calcul sur la fonction de transfert, on vérifie que la bande-passante $\Delta\omega$ vaut :

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad (9)$$

La résonance est donc d'autant plus aigüe que le facteur de qualité est élevé, c'est à dire que l'amortissement est faible.

1.3 Amplitude de la résonance

La résonance d'un système excité est, on l'a vu, d'autant plus importante que l'amortissement au sein du système est faible. À la limite où Q tend vers $+\infty$, l'amplitude de la résonance diverge et pour la fréquence de résonance converge vers la fréquence propre du système non-amorti. Cela nous amène à distinguer clairement un mode de résonance d'un mode propre :

- Un mode propre est un mode d'oscillation stationnaire et libre d'un système non-amorti.
- Au contraire, les modes résonants ne sont définis que pour des systèmes amorti et excité. Ils sont définis par un maximum de la réponse à l'excitation.

À la limite où l'amortissement d'un système tend vers 0, ses modes de résonance convergent vers les modes propres du système non-amorti équivalent. Dans tous les cas, les modes de résonance ont en général des pulsations proches de celles des modes propres (cf. $\omega_C = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}$) du système non-amorti équivalent, ce qui justifie qu'on assimile souvent les deux notions par abus de langage.

2 Cas des cavités

La résonance d'un système soumis à une excitation périodique est donc liée à l'accumulation d'énergie en son sein lorsque la fréquence de l'excitation coïncide avec une fréquence caractéristique du système étudié. Un moyen relativement simple d'accumuler ainsi de l'énergie est de la confiner dans une cavité résonante.

2.1 Exemple de la corde de Melde

Le dispositif de la corde de MELDE constitue une cavité qui permet de confiner les ondes de vibration transverses de la corde. Il est formé d'une corde reliée d'une part à un pot vibrant qui constitue l'excitateur, et d'autre part à une masse, via une poulie, ce qui assure à la fois que l'amplitude de vibration à cet endroit est toujours nulle et que la tension de la corde est constante égale à $T = mg$.

On étudie ici le déplacement vertical de la corde au cours du temps $y(x, t)$. Le principe fondamental de la dynamique, appliqué à un élément de longueur de la corde donne :

$$\mu dx \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = T(x + dx) \sin(\theta(x + dx)) - T(x) \sin(\theta(x)) \quad (10)$$

$$\mu dx \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = T(x + dx) \cos(\theta(x + dx)) - T(x) \cos(\theta(x)) \quad (11)$$

Sous l'hypothèse de petits mouvements verticaux, on peut négliger l'accélération selon x et faire le développement à l'ordre 1 des angles, d'où :

$$\mu dx \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = T(x + dx) \theta(x + dx) - T(x) \theta(x) \quad (12)$$

$$T(x + dx) = T(x) \quad (13)$$

D'où on tire, avec $\theta(x) = \frac{dy}{dx}$:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad (14)$$

avec $c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$

Les conditions aux limites imposées aux vibrations de la cordes sont les suivantes :

- $y(0, t) = a_0 \cos(\omega t)$ du côté du pot vibrant.
- $y(L, t) = 0$ du côté de la poulie.

Ces conditions aux limites permettent de déterminer l'expression des ondes de vibration transverse :

$$y(x,t) = \frac{a_0}{\sin(kL)} \sin(k(L-x)) \cos(\omega t) \quad (15)$$

Cette équation n'a pas de sens si $\sin(kL) = 0$ i.e. si $kL = p\pi$, $p \in \mathbb{Z}$. En fait, les longueurs d'onde $\lambda_p = \frac{2L}{p}$ sont les longueurs d'ondes des modes propres de vibration de la corde. On a négligé toute dissipation donc le modèle prévoit une amplitude de vibration infinie pour ces modes.

On sait qu'en pratique les pulsations de résonances doivent être proche des pulsations de modes propres, ce qui permet de les visualiser sur une vraie corde de MELDE.



Corde de MELDE

Vous connaissez le dispositif, il suffit d'avoir repéré à l'avance les deux ou trois premiers modes, pour les mettre en évidence pendant la leçon.

Cette étude met en évidence le fait qu'il y a *a priori* un nombre infini de modes de résonance. En général, le nombre de modes de résonance est lié au nombre de degrés de liberté du système : l'exemple de la première partie comportait un degré de liberté donc il n'y avait qu'un seul mode. Le couplage de deux oscillateurs donne un mode symétrique et un mode antisymétrique. Dans le cas d'un milieu continu, comme ici, on obtient un nombre infini de modes propres. En revanche, le nombre de modes propres est borné si le confinement n'est pas parfait (c'est le cas par exemple pour un puit de potentiel fini en mécanique quantique).

Remarque

Une autre façon d'interpréter ce problème est de considérer que le pot vibrant envoie une onde progressive qui est réfléchié successivement sur la poulie et le pot vibrant. Si l'onde envoyée par le pot est en phase avec ses réflexions successives, cela donne lieu à des interférences constructives qui permettent l'accumulation d'énergie. On retrouve donc la condition nécessaire d'accord entre l'excitation et une fréquence caractéristique du système, ici liée à la propagation au sein de la cavité. Remarquons également que c'est exactement le raisonnement que l'on fait pour traiter l'interféromètre de FABRY-PÉROT : cet appareil constitue de fait une cavité résonante pour les ondes électromagnétique dont le facteur de qualité est donné par la finesse.

2.2 Effet Larsen

L'effet LARSEN est un effet de résonance qui se produit lorsqu'on approche un microphone d'un haut parleur. Les deux sont en général relié par un amplificateur. Les bruits captés par le micro sont donc amplifiés, émis par le haut parleur puis recaptés par le micro, à nouveau amplifiés, *etc...* Si le micro est suffisamment proche du haut-parleur, le gain de l'amplificateur va pouvoir compenser les pertes entre haut-parleur et micro. Un bruit strident est alors émis par le haut-parleur dont le spectre est constitué de modes propres acoustiques de la pièce dans laquelle le dispositif est placé. Cela s'explique par le fait que les ondes sonores sont réfléchies et diffractées par tous les objets environnants en raison de longueurs d'onde de l'ordre du mètre.



Effet LARSEN (BUP 794)

Le principe consiste à enfermer un micro et un haut-parleur dans un tube en PVC. Attention à choisir le bon ampli : s'il n'est pas assez puissant ça ne marche pas et s'il l'est trop, on grille le HP. Normalement, quand on réduit la longueur du tube, la fréquence de l'effet LARSEN augmente, ce qui n'est pas le cas si on ne fait que déplacer le micro à l'intérieur de la cavité. De manière moins spectaculaire, mais plus facile à mettre en place, on peut faire du LARSEN avec les émetteur ultrasons. Dans tous les cas, ceux qui étaient dans l'ENS le jeudi 29 vers 19h30 peuvent témoigner que la manip a marché, contrairement à ce que pouvait laisser croire la présentation.

2.3 Application aux oscillateurs

Ainsi, le bouclage d'un système résonant par un dispositif d'amplification donne naissance, à condition que le gain d'amplification soit suffisant à des oscillations à la fréquence de résonance du système résonant.

Exemple

Le Quartz est un cristal qui présente des propriétés piezo-électriques. D'un point de vue électrique, il peut être modélisé par un filtre RLC d'ordre 3 avec un facteur de qualité de l'ordre de 1×10^5 . Ce dispositif est utilisé dans les montres-bracelets, car l'acuité de sa résonance permet de définir la seconde à $1 \mu s$ près. Toutefois, on peut remarquer que cela donne un décalage de quelques dizaines de secondes par an. En pratique, c'est suffisant parce que l'on change d'heure deux fois par an, mais l'oscillateur à quartz est probablement couplé à des dispositifs d'asservissement qui permettent d'assurer une plus grande stabilité fréquentielle.

3 Résonance dans le domaine microscopique

On a vu ce qu'étaient les phénomènes de résonance à notre échelle, sur des exemples mécanique, électrique, optique, acoustique... Ils permettent également de décrire et d'interpréter sommairement les interactions entre lumière et matière à l'échelle microscopique.

3.1 Absorption de lumière par une vapeur métallique

On considère une onde électromagnétique, harmonique, transverse qui se propage au travers d'une vapeur métallique (typiquement du sodium) dont les noyaux sont supposés fixes et les électrons de valence décrits par le modèle de l'électron élastiquement lié. Le champ électrique incident s'écrit donc :

$$\vec{E}_0 = E_0 e^{i(\omega t - kx)} \vec{u}_z \quad (16)$$

L'électron subit alors l'action :

- du champ électrique (on néglige la composante magnétique de la force de LORENTZ) : $-e\vec{E}_0$
- d'une force de rappel élastique : $-m\omega_0^2 \vec{r}$
- d'une force d'ammortissement fluide : $-m\gamma \dot{\vec{r}} = -i\omega m\gamma \vec{r}$

On a alors, d'après le Principe fondamental de la dynamique :

$$(\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega) \vec{r} = \frac{e\vec{E}_0}{m} \quad (17)$$

La réponse du milieu au champ électrique est donnée par le vecteur densité de polarisation (le soulignement des grandeurs complexe est omis par la suite) :

$$\vec{P} = -Ne \vec{r} = -\frac{\epsilon_0 \Omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega} \vec{E} \quad (18)$$

avec $\Omega^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}$. De cette relation, on tire l'expression de la susceptibilité de la vapeur :

$$\chi = \frac{\Omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (19)$$

et l'indice optique en découle directement par la relation $n^2 = 1 + \chi$.

L'indice optique caractérise entièrement la propagation de l'onde électromagnétique au sein du milieu. En effet, la relation de dispersion s'écrit :

$$k^2 = \frac{n^2}{c^2} \omega^2 \quad (20)$$

n est a priori complexe et sa partie imaginaire est liée à l'absorption par le milieu. Sous l'hypothèse que le milieu a une faible susceptibilité, c'est-à-dire qu'il interagit faiblement avec le milieu, l'expression de la partie imaginaire n'' de n est :

$$n'' = \frac{\Omega^2 \gamma \omega / 2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (21)$$

L'allure de la courbe d'absorption en fonction de la pulsation est la suivante :

On peut donc distinguer deux régimes :

- Pour $\omega_0 - \omega \gg \gamma\omega$, l'absorption est faible et la dispersion proche de 1, on est dans un régime de transparence.

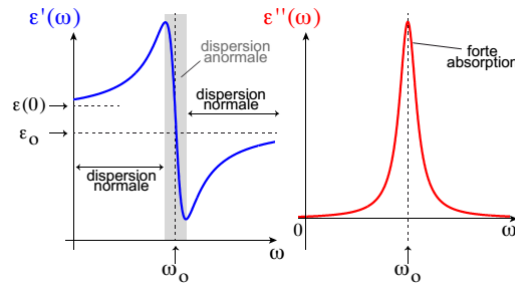


FIGURE 1 – Allure des parties réelle et imaginaire de ϵ . L'allure des courbes pour l'indice optique est la même.

- Pour $\omega_0 - \omega \ll \gamma\omega$, au contraire, la partie imaginaire de l'indice optique prend des valeurs non négligeables.

Expérimentalement, on observe que pour des longueurs d'ondes très précises, la vapeur métallique absorbe sensiblement la lumière alors qu'elle est transparente pour les autres longueurs d'onde. Par ailleurs, lorsque la vapeur absorbe de la lumière, elle la réémet sous forme d'un rayonnement isotrope à la même longueur d'onde.



Résonance optique du sodium :

On éclaire le four contenant l'ampoule à vapeur de sodium chauffée à environ 220 °C. Plusieurs configurations sont possibles : on peut éclairer en lumière blanche et visualiser le spectre en transmission pour montrer que la raie du sodium a été absorbée, ou éclairer avec une lampe au sodium pour montrer que c'est uniquement cette longueur d'onde qui excite la vapeur. On peut éventuellement utiliser une lampe à vapeur de mercure pour montrer que sa lumière n'est pas absorbée. Il semblerait que l'émission soit beaucoup plus visible pendant le refroidissement de la lampe. On a donc intérêt à couper le chauffage quelques minutes avant l'observation.

Ainsi, l'absorption de lumière par le sodium, peut s'interpréter comme un phénomène de résonance entre l'excitateur constitué par l'onde électromagnétique incidente, et le résonateur formé par l'électron, confiné au voisinage de l'atome. Ceci n'est pas étonnant, si l'on se réfère à la nature fondamentale des phénomènes d'absorption et d'émission de lumière : ceux-ci s'accompagnent de transitions entre niveaux d'énergie électronique.

Un système à plusieurs niveaux d'énergie, peut donc subir des transitions, chacune d'elles étant caractérisée par l'intervalle énergétique entre les niveaux. Or, à cet intervalle est naturellement associé une pulsation : $\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$. On retrouve donc la condition nécessaire d'accord entre l'excitation, c'est à dire la pulsation de l'onde électromagnétique, et le système, et plus précisément la pulsation caractéristique des échanges d'énergie au sein de ce système. Quand l'onde électromagnétique a exactement la bonne fréquence, l'électron entre en résonance et accumule de l'énergie.

Évidemment, dans les conditions de l'absorption, l'hypothèse de faible susceptibilité n'est plus valable, et il faudrait un calcul faisant intervenir la mécanique quantique pour décrire quantitativement l'absorption de lumière.

3.2 Applications

Ce phénomène est utilisé dans les fours à micro-ondes afin de réchauffer les aliments. On utilise pour cela une fréquence de résonance de la molécule d'eau : $f = 10$ GHz. Ainsi, seuls les aliments sont réchauffés, et aucune énergie n'est consommée pour chauffer le plats ou une éventuelle plaque de cuisson. Les molécules d'eau convertissent en agitation thermique l'énergie qu'elles reçoivent de l'onde électromagnétiques.

En pratique cependant, les fours à micro-ondes fonctionnent à 2.5 GHz. En effet, on l'a vu, l'excitation du milieu va de pair avec l'absorption de l'onde. Cette dernière ne pénètre dans le milieu que sur une profondeur d'autant plus faible que l'absorption est importante. Le choix de la fréquence résulte donc d'un compromis pour réchauffer effectivement les aliments, mais en permettant à l'onde de s'y propager un minimum, afin de pouvoir chauffer légèrement en profondeur.

La description quantique de l'absorption de lumière fait intervenir la différence de peuplement entre les niveaux haut et bas de la transition :

$$n'' \propto (N_- - N_+) \quad (22)$$

Or une valeur négative de n'' correspond à une amplification de l'onde électromagnétique. C'est sur ce principe que fonctionnent les lasers : un diélectrique excité électriquement joue le rôle d'amplificateur tandis qu'une cavité Fabry-Pérot permet de sélectionner les modes résonants. La résonance sert donc ici, non pas à exciter le milieu mais à fournir de l'énergie à l'onde électromagnétique.

Conclusion

Au cours de cette leçon, nous avons pu observer l'extrême diversité des systèmes physiques pouvant être le siège de phénomènes de résonance. Nous avons pu en dégager les principales caractéristiques :

- Une résonance apparaît dans certains systèmes lorsqu'ils sont excités à une pulsation bien précise, dite pulsation de résonance. Les systèmes d'ordre 1 ne présentent jamais de résonance. En général, les phénomènes de résonance apparaissent dans les systèmes à faible amortissement.
- La pulsation de résonance est entièrement déterminée par les caractéristiques du système résonant.
- La résonance est d'autant plus aigüe que l'amortissement est faible.

On s'est restreint, dans cette étude aux systèmes invariants, avec une excitation externe. On aurait également pu discuter de la résonance paramétrique qui se produit lorsqu'on modifie périodiquement les paramètres du système résonant. Le bruit initial est alors amplifié et suffit à faire résonner le système. Un exemple typique de résonance paramétrique est le cas d'un enfant jouant seul à la balançoire : en modifiant périodiquement la position de son centre de masse, il peut la faire entrer en résonance et se balancer.

Questions, Remarques, Commentaires, Opinions...

Outre le caractère un peu brouillon de la présentation, le jury a émis deux réserves sur le plan de la leçon. La première concerne l'organisation de la première partie. L'aspect énergétique de la résonance n'est pas assez clairement énoncé. Il y a notamment une remarque importante à faire sur le RLC qui est que la pulsation de résonance est la pulsation qui caractérise les échanges entre énergie potentielle et énergie cinétique du système étudié. On peut également parler de ce qui limite en pratique l'amplitude des oscillations à la résonance : sur le RLC, un bilan de puissance, moyenné sur une période montre que la puissance fournie par le générateur est dissipée par la résistance. L'amplitude des oscillations est stable lorsque toute la puissance fournie est dissipée. Le générateur fournissant une puissance constante, le bilan donne une borne supérieure sur l'amplitude des oscillations de courant. Au vu de ces remarques, voilà comment j'envisage de modifier l'organisation de la partie 1 :

1. Condition de résonance (où passerait la remarque sur la limite à grand facteur de qualité)
2. Acuité de la résonance (inchangé)
3. Aspects énergétiques (où j'inclurais, outre les remarques ci-dessus, la discussion du I.1) sur l'accord, et les échanges d'énergie, ainsi que l'exemple de la balançoire).

La deuxième réserve concernait la troisième partie : il est délicat d'annoncer en titre une application au domaine microscopique des phénomènes de résonance pour ne présenter qu'un calcul classique basé sur l'OH déjà présenté en I. Cela dit, le niveau L2, déjà limite, ne permet pas d'aller beaucoup plus loin. Je pense qu'on peut garder cet exemple, à condition de ne pas s'attarder trop sur les hypothèses de l'électron élastiquement lié, de ne pas détailler les calculs, mais d'insister sur l'interprétation qu'on fait du phénomène d'absorption. L'essentiel n'est en effet pas qu'on puisse ou non supposer que l'électron soit élastiquement lié mais plutôt l'existence d'une pulsation associée à la transition qui implique une résonance de l'électron et donc une absorption de lumière par conservation de l'énergie.

Parmi les questions posées :

- *Qu'est-ce qui limite l'amplitude de la résonance dans le cas de la corde de Melde ?* Il s'agit probablement de l'influence de non-linéarités : en toute rigueur, comme pour le pendule pesant, la pulsation de résonance dépend de l'amplitude des oscillations. Quand l'amplitude augmente, on perd donc l'accord, ce qui limite l'efficacité des transferts énergétiques de l'excitateur vers le résonateur.
- *Pont de Tacoma ?* L'effondrement du pont ne vient pas d'un phénomène de résonance, mais simplement d'une instabilité dite aéroélastique qui peut apparaître même par vent constant (il n'y a donc pas eu excitation périodique et donc pas de résonance).
- Une question sur la résonance paramétrique en raison d'une confusion sur l'exemple de la balançoire.
- Le jury suggère de détailler davantage l'analogie électromécanique entre le système masse-ressort et le RLC.
- *Interprétation(s) physique(s) de Q ?* Deux réponses proposées :

$$1. Q = \frac{L}{R} \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{\text{temps caractéristique d'amortissement}}{\text{période des oscillations}} \Leftrightarrow Q = \text{nombre d'oscillations avant amortissement}$$

$$2. Q = \sqrt{\frac{L}{R}} \frac{1}{\sqrt{RC}} = \frac{\tau_L}{\tau_C} = \frac{\text{inertie}}{\text{énergie potentielle}}$$